

REMARKS

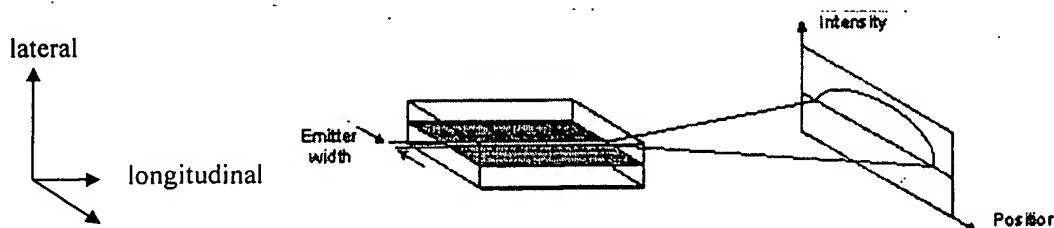
The Examiner has rejected claims 1, 5 – 10, 12 – 14 and 19 under 35 USC 102(b) as being anticipated by Mehuys et al. (US 5 537 432), he has rejected claims 2 and 3 under 35 USC 103(a) as being unpatentable over Mehuys in view of Sacher (US 5 867 512) and he has rejected claims 15 – 16 and 18 under 35 USC 103(a) as being unpatentable over Mehuys in view of Scifres et al. (US 4 688 884).

In view of the Examiners rejections, it appears that it is necessary to provide some background information concerning diode laser structures:

Diode lasers are a special type of laser structures. Typical outside dimensions of the laser chip itself are $125\mu\text{m} \times 500\mu\text{m} \times 1\text{mm}$ to 5mm . Inside of the laser chip are microscopic, epitactic structures. This microscopic structure defines the active area of the laser diode. This structure is called active area of the laser diode. The laser process is limited to the active area of the laser chip.

In accordance with the geometric structure of the active area, diode lasers are identified by different names.

- Single Mode Diode Laser, Geometric Description



This type of diode laser has an active area of rectangular cross-section in longitudinal, lateral as well as transversal direction. Typical dimensions are $1\mu\text{m} \times 3\mu\text{m} \times 1\text{mm}$ (Emitter Height x Emitter Width x Emitter Length).

Single Mode Diode Laser, Mode Profile

Due to the size of the lateral and transversal dimensions of the active area, only spatial single mode operation is possible. The far field of the laser diode is homogeneous. The beam propagation factor $M^2 = 1.2$.

Single Mode Diode Laser, Emitting Surface, Astigmatism

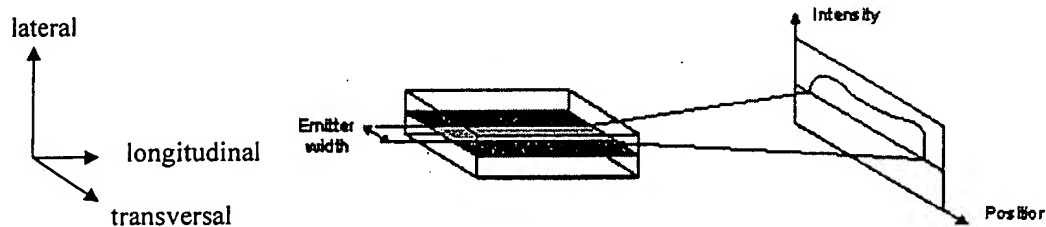
The geometric size of the emitting surface is $1\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$. Due to this ratio, the laser diode has only a minor astigmatism of typically $5\text{ }\mu\text{m}$ to $10\text{ }\mu\text{m}$. This means that the virtual emission point of the lateral beam component is almost identical with the physical laser surface. The virtual emission point of the transversal beam component is typically $5\text{ }\mu\text{m}$ to $10\text{ }\mu\text{m}$ inside of the active area of the laser.

Single Mode Diode Laser, Collimation

This type of laser can be fully collimated with a rotational symmetric lens.

Broad Area Diode Laser, Geometric Description

Broad Area Diode Laser, Geometric Description



This type of diode laser has an active area of rectangular cross-section in longitudinal, lateral as well transversal direction. Typical dimensions are $1\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m} \dots 500\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ mm} \dots 5\text{ mm}$ (Emitter Height x Emitter Width x Emitter Length).

Broad Area Diode Laser, Mode Profile

Due to the size of the lateral and transversal dimensions of the active area, the laser emits in several transverse spatial modes. This results in a non-homogeneous near and far field pattern. The beam propagation factor $M^2 = 12$ to 25 .

Broad Area Diode Laser, Emitting Surface Astigmatism

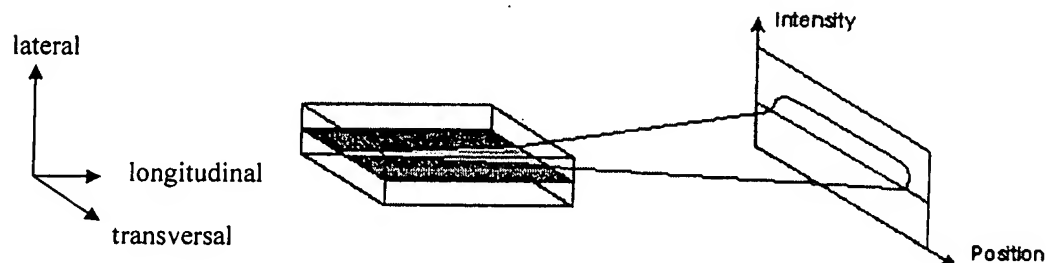
The typical geometric size of the emitting surface is $1\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ to $500\text{ }\mu\text{m}$. Due to this ratio, the laser diode has a significant astigmatism of typically $500\text{ }\mu\text{m}$ to $1000\text{ }\mu\text{m}$. This means that the virtual emission point of the lateral beam component is almost identical with the physical laser surface. The virtual emission point of the transversal beam component is typical $500\text{ }\mu\text{m}$ to $1000\text{ }\mu\text{m}$ inside of the active area of the laser.

Broad Area Diode Laser, Collimation

This type of laser cannot be collimated by a rotational symmetric lens. For example, when only using a rotational symmetric lens, the lateral direction will be collimated, whereas the transverse direction is convergent with a focus directly behind the lens. After this focus, the beam is divergent. From a geometric optical point of view, a second, cylindrical lens is required in order to perform a fully collimated beam. However, due to the presence of several transverse modes, which results in the high value of the beam propagation factor $M^2 = 12$ to 25 , a collimation via a second cylindrical lens is not successful.

Tapered Diode Laser, Geometric Description

Tapered Diode Laser, Geometric Description



A tapered diode laser is rectangular in longitudinal and lateral direction. In transversal direction, it is a combination of Single Mode Diode Laser and Broad Area Diode Laser. The first side of the laser chip is structured as a single mode diode laser. The second side of the laser is structured as a Broad Area Laser. The transition is realized via a tapered section of the active area of the laser chip. In the graph, the first side is

shown as left hand side, the second side is shown as right hand side. Whereas the active area is rectangular in longitudinal and lateral direction, it is trapezoid-shaped in transversal direction.

Tapered Diode Laser, First Side Emitting Surface Mode Profile

With a regular reflectivity of 30%, the tapered diode laser shows transversal multi-mode operation. The value of the beam propagation factor M^2 is $M^2 = 12 \dots 25$ under these conditions. Higher transversal modes can be avoided with an antireflection coating of 0.5%... 5% of the first side avoids higher transversal modes. This solution enables a spatially single mode emission with high output power without higher transverse modes. Due to the antireflection coating, the value of the beam propagation factor is reduced to $M^2 = 1.2 \dots 1.7$.

Tapered Diode Laser, Second Side Emitting Surface Mode Profile

The second side of the Tapered Diode Laser shows the same mode profile as a single mode diode. Typical values for the beam propagation factor are $M^2 = 1.2$. The tapered laser unifies the spatial single mode emission of a single mode laser with the power of a broad area diode. Due to the high effort and yield problems in manufacturing these devices, alternative more economic reasonable solutions are required.

Tapered Diode Laser, First Side Emitting Surface, Astigmatism

The typical geometric size of the emitting surface of the first side is $1\mu\text{m} \times 100\mu\text{m} \dots 500\mu\text{m}$. Due to this ratio, the laser diode has a significant astigmatism of typically $500\mu\text{m} \dots 1000\mu\text{m}$. This means that the virtual emission point of the lateral beam component is almost identical with the physical laser surface. The virtual emission point of the transversal beam component is typical $500\mu\text{m} \dots 1000\mu\text{m}$ inside of the active area of the laser.

Tapered Diode Laser, Second Side Emitting Surface, Astigmatism

The geometric size of the emitting surface of the second side is $1\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$. Due to this ratio, the laser diode has only a minor astigmatism of typically $5\mu\text{m} \dots 10\mu\text{m}$. This

means that the virtual emission point of the lateral beam component is almost identical with the physical laser surface. The virtual emission point of the transversal beam component is typical $5\mu\text{m}..10\text{V}$ inside of the active area of the laser.

Tapered Diode Laser, First Side Collimation

The first side of this type of laser cannot be collimated by a rotational symmetric lens. For example, when only using a rotational symmetric lens, the lateral direction will be collimated, whereas the transverse direction is convergent with a focus directly behind the lens. After this focus, the beam is divergent. A second, cylindrical lens is required in order to perform a fully collimated beam.

Tapered Diode Laser, Second Side Collimation

The second side of this type of laser can be fully collimated with a rotational symmetric lens.

Arguments:

The object of the present invention is to provide an economic alternative to high cost tapered amplifiers based on broad area diode lasers with external cavity.

It will be shown that Mehuys does not anticipate the present invention and does not render it obvious either. Furthermore, it will be shown that the combination suggested by the Examiner is not operational. Therefore Applicant will follow the argumentation of the Examiner and will show that this will result in a non-operational device.

For clarification, Applicant has added to the text referring to Mehuys specific features which are part of a tapered diode laser and which are included within the description. The according text sections are indicated by underlining.

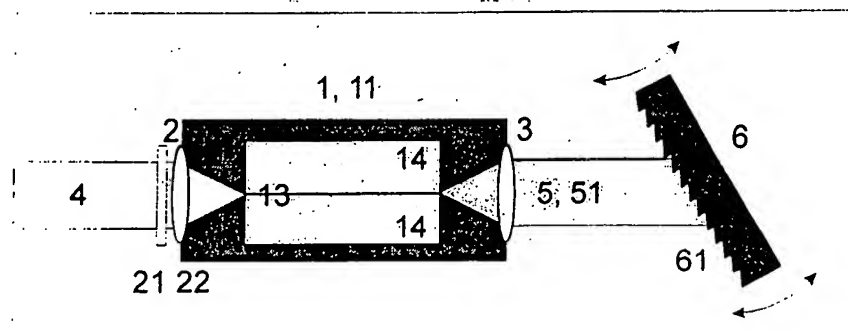
It is noted that Mehuys teaches a tapered laser diode arrangement for generating single mode tunable laser radiation, (Figs. 1, 2A-B, 13, 15) comprising a tapered diode

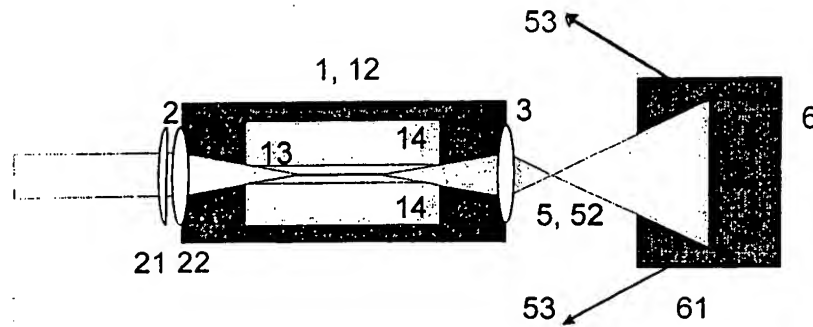
laser (11, 136, 156) having a rear facet at the tapered side of the diode (21, 134, 154) having a reflectivity between 0.5% and 5% (column 4, line 25-274). The radiation is transmitted through (uncoupled) (the radiation is uncoupled from both ends, see arrows in the drawings) and coupled to an additional collimator (Figs. 13, 142), (that can be a GRIN rod (cylinder) lens, column 4, line 35) an antireflection coating (AR) on a front facet at the single mode side of the diode (23, 162) having a reflectivity of 0.1% or less forming a first resonator and tapered trapezoid shaped section (17, 19) with a width from 0.5 to several μm (column 5 lines 5 – 6) that blocks certain light (Fig. 3) and therefore has a less than 1:1 ratio between the rear facet at the tapered side of the diode (21) and the grating (15, 132, 140, 145). The grating reflects all light incident on it, an external resonator (Fig. 1 (13, 15). Fig. 13 (132, 138, 140, 142). Fig. 15 (152, 158, 160)) a collimating lens (13, 138, 142, 160) and grating (15, 132, 140, 145) arranged at the other side.

That is, in summary:

Mehuys teaches a coupling of a tapered laser diode to an external cavity. The single mode side of the tapered laser chip is coupled to the external cavity. The tapered side of the tapered laser chip is used for out-coupling of the laser beam. From the description, it is quite apparent that the laser with which Mehuys is concerned is a single mode device. Mehuys does not suggest applying his setup to a spatial multimode device as a broad area diode laser.

Application of the Mehuys Approach to Broad Area Diodes:





Following the Mehuys approach leads to a setup which consists of a broad area diode laser, a rotation symmetric lens and a grating which defined the cavity end mirror as shown in the graphic. The means of the numbers are:

- 1: Laser Diode
- 11: Side View of the Laser Diode
- 12: Top view of the laser diode
- 13: Waveguide inside of the Laser Diode
- 14: Index guiding of the Waveguide inside of the laser diode
- 2: Collimation lens: Outcoupling of the laser beam
- 21: Rotation symmetric lens
- 22: Cylinder Lens
- 3: Collimation lens; coupling to the external cavity
- 4: Outcoupled laser beam
- 5: Laser beam within the external cavity
- 51: Laser beam within the external cavity, side view
- 52: Laser beam within the external cavity, top view
- 53: divergent laser beam after the reflection at the grating
- 6: Optical grating
- 61: Laser facing facet of the grating

As seen from the graphic, there will be no feedback provided to the broad area diode laser by the grating. The reason for this is as follows: The laser emission of a broad area diode laser cannot be collimated via a rotation symmetric lens. According to common understanding,

this would result in a divergent laser beam with no feed back into the small aperture of the broad area diode laser.

Core point of the invention is to shape the beam path within the broad laser chip, enforced by the external cavity arrangement, c/f Fig. 2, 4. Mehuys does not anticipate such an arrangement.

Scifres teaches an arrangement for coupling a broad area diode laser into a tapered multimode fiber. This type of coupling can achieve a high coupling efficiency. Drawback of this arrangement is a major damage for the wave fronts within the multimode fiber. After the light has passed through the fiber, the light cannot generate a collimated beam, nor can it be focused to a small spot size. In this literature, multimode fibers are known to homogenize the beam profiles as indicated in the graphs taught by Scifres. This effect is described by the beam propagation factor M^2 . Typically, a multimode fiber enhances the beam propagation factor to $M^2 > 25$. For collimating a laser beam or for focusing a laser beam to a spot size in the order of a micron, a beam propagation factor of $M^2 < 1.5$ is required.

Combining Mehuys and Scifres would result in an external cavity setup with a collimation scheme according to Scifres instead of using a lens. Such a combination would not result in an operational device. The reason is as follow: Due to the high value of the beam propagation factor M^2 , after the multimode fiber, the beam cannot be collimated. After the diffraction at the grafting, almost no light will be coupled back into the optical fiber and therefore not into the laser diode. Please compare the graph above.

It is correct that the outside shape of the laser chip taught by Mehyus is rectangular. However, the outside shape of the laser chip does not represent the light path inside of the laser chip, which is defined by the active area of the laser chip. For operating the laser diode, only the shape of the active area is of relevance.

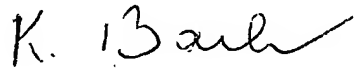
Mehuys and Scifres are not analogous since Mehuys teaches an external cavity setup whereas the laser cavity consists of the laser diode and the grating. In contrast, Scifres describes an arrangement for homogenizing the beam shape of a diode laser via a multimode fiber. A combination of the two would not lead to the arrangement according to the present invention but rather to an inoperative device.

It is believed that the above explanations advance the understanding of the present invention in the light of the prior art and it is suggested that the Examiner revisits the arguments presented in Applicants earlier response (Jan. 27, 2006).

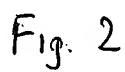
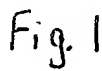
In any case, it is believed that, with the explanations provided above, the Examiner will agree that claim 1, and, together therewith, the dependent claims 5 – 10, 12 – 14, and 19 are not anticipated by Mehuys et al. and claims 2 and 3 are not obvious from Mehuy et al. in view of Sacher (US 5 867 512) and that claims 15 – 16 and 18 are not obvious from Mehuys and Scifres et al. (US 4 688 884) since the suggested combination will not lead to any operative devices as explained earlier.

Reconsideration and allowance of claims 1 – 3, 5 – 10, 12 -16, 18 and 19 is solicited.

Respectfully submitted,

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'K. J. Bach', with a stylized flourish at the end.

Klaus J. Bach, Reg. No. 26832



(12) NACH DEM VERTRAG ÜBER DIE INTERNATIONALE ZUSAMMENARBEIT AUF DEM GEBIET DES
PATENTWESENS (PCT) VERÖFFENTLICHTE INTERNATIONALE ANMELDUNG

(19) Weltorganisation für geistiges Eigentum
Internationales Büro



(43) Internationales Veröffentlichungsdatum
3. Juli 2003 (03.07.2003)

PCT

(10) Internationale Veröffentlichungsnummer
WO 03/055018 A1

(51) Internationale Patentklassifikation⁷: **H01S 5/14**

[DE/DE]; Amundsenstr. 10, 14469 Potsdam (DE). **MENZEL, Ralf** [DE/DE]; Fasanenstr. 68, 10719 Berlin (DE).

(21) Internationales Aktenzeichen: **PCT/EP02/12400**

(22) Internationales Anmeldedatum:
6. November 2002 (06.11.2002)

(74) Anwälte: **HENGELHAUPT, Jürgen, D.** usw.; Gulde Hemgelhaupt Ziebig & Schneider, Schlützenstrasse 15 - 17, 10117 Berlin (DE).

(25) Einreichungssprache: **Deutsch**

(26) Veröffentlichungssprache: **Deutsch**

(30) Angaben zur Priorität:
101 61 076.9 12. Dezember 2001 (12.12.2001) **DE**

(71) Anmelder (für alle Bestimmungsstaaten mit Ausnahme von US): **UNIVERSITÄT POTSDAM** [DE/DE]; Am Neuen Palais 10, 14469 Potsdam (DE).

(81) Bestimmungsstaaten (national): AE, AG, AL, AM, AT, AU, AZ, BA, BB, BG, BR, BY, BZ, CA, CH, CN, CO, CR, CU, CZ, DE, DK, DM, DZ, EC, EE, ES, FI, GB, GD, GE, GH, GM, HR, HU, ID, IL, IN, IS, JP, KE, KG, KP, KR, KZ, LC, LK, LR, LS, LT, LU, LV, MA, MD, MG, MK, MN, MW, MX, MZ, NO, NZ, OM, PH, PL, PT, RO, RU, SD, SE, SG, SI, SK, SL, TJ, TM, TN, TR, TT, TZ, UA, UG, US, UZ, VC, VN, YU, ZA, ZM, ZW.

(72) Erfinder; und

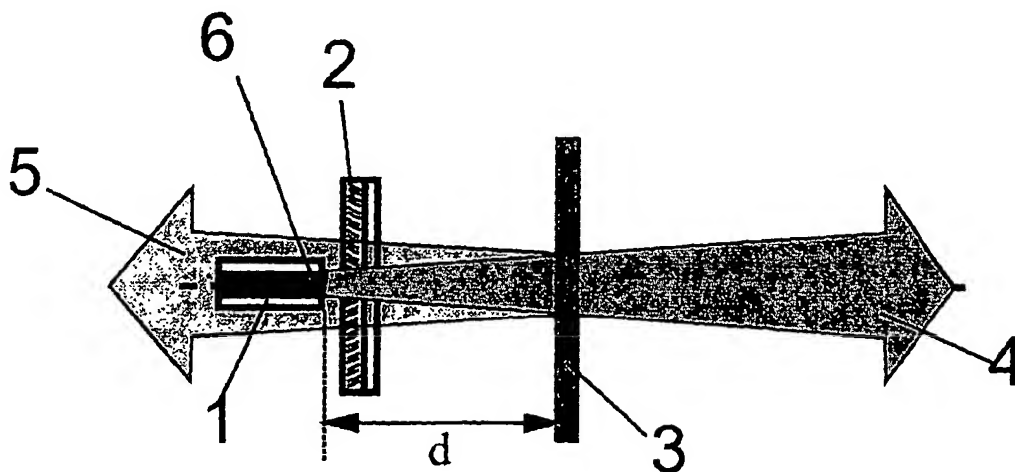
(75) Erfinder/Anmelder (nur für US): **RAAB, Volker**

(84) Bestimmungsstaaten (regional): ARIPO-Patent (GH, GM, KE, LS, MW, MZ, SD, SI, SZ, TZ, UG, ZM, ZW), eurasisches Patent (AM, AZ, BY, KG, KZ, MD, RU, TJ, TM), europäisches Patent (AT, BE, BG, CH, CY, CZ, DE,

[Fortsetzung auf der nächsten Seite]

(54) Title: **METHOD AND DEVICE FOR PRODUCING LASER RADIATION BASED ON SEMICONDUCTORS**

(54) Bezeichnung: **VERFAHREN UND VORRICHTUNG ZUR ERZEUGUNG VON LASERSTRAHLUNG AUF BASIS VON HALBLEITERN**



(57) Abstract: The invention relates to a device for generating laser radiation based on semiconductors, with which laser light of a high beam quality can be produced, whereby this device can be produced more economically and is less susceptible to misalignments than prior art devices. The invention also relates to a method for producing laser radiation based on semiconductors, which eliminates the cited drawbacks of prior art methods. According to the invention, a device for producing laser radiation based on semiconductors has a reflective element, whereby this reflective element has no influence on the divergence of the light exiting the semiconductor and is placed at a distance from the semiconductor at which the arrangement forms an external unstable resonator. In addition, the divergent light exiting the semiconductor is partially reflected back into the semiconductor and is injected therein.

[Fortsetzung auf der nächsten Seite]

WO 03/055018 A1



DK, EE, ES, FI, FR, GB, GR, IE, IT, LU, MC, NL, PT,
SE, SK, TR), OAPI-Patent (BF, BJ, CF, CG, CI, CM, GA,
GN, GQ, GW, ML, MR, NE, SN, TD, TG).

*Zur Erklärung der Zweibuchstaben-Codes und der anderen
Abkürzungen wird auf die Erklärungen ("Guidance Notes on
Codes and Abbreviations") am Anfang jeder regulären Ausgabe
der PCT-Gazette verwiesen.*

Veröffentlicht:

— mit internationalem Recherchenbericht

(57) Zusammenfassung: Es ist Aufgabe der vorliegenden Erfindung, eine Vorrichtung zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern anzugeben, mit welcher Laserlicht von hoher Strahlqualität erzeugt werden kann, wobei die Vorrichtung kostengünstiger herstellbar und gegen Dejustagen unanfälliger als die bekannten Vorrichtungen sein soll. Es soll weiterhin ein Verfahren zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern angegeben werden, welches die genannten Nachteile der bekannten Verfahren nach dem Stand der Technik eliminiert. Erfindungsgemäß weist eine Vorrichtung zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern ein reflektierendes Element auf, wobei dieses reflektierende Element keinen Einfluss auf die Divergenz des aus dem Halbleiter austretenden Lichts hat und in einem solchen Abstand vom Halbleiter angeordnet ist, dass die Anordnung einen externen, instabilen Resonator ausbildet und darüber hinaus das aus dem Halbleiter austretende divergente Licht teilweise in den Halbleiter zurückreflektiert und in diesen eingekoppelt wird.

Verfahren und Vorrichtung zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern

Beschreibung

Die Erfindung betrifft ein Verfahren und eine Vorrichtung zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern.

Halbleiterlaser werden wegen ihrer geringen Geräte-dimensionen und ihres hohen Wirkungsgrades bereits in der Augenheilkunde, im Bereich der Biostimulation, der Phototherapie und weiteren Gebieten eingesetzt. Auch für den Bereich der Mikrochirurgie, das Pumpen von Faserlasern für Lichtquellen im sichtbaren Spektralbereich, direkte Frequenzkonversion in den blauen Spektralbereich, Kunststoffschweißung, Markierungs- und Beschriftungsanwendungen, das Pumpen von Mikrochiplasern und Spektroskopie kommen Halbleiterlaser in Betracht. Für solche Anwendungen sind eine hohe Ausgangsleistung und eine hohe Strahlqualität erforderlich.

Beim Halbleiterlaser wird die für den Laserbetrieb notwendige Besetzungsinversion zwischen dem Leitungsband und dem Valenzband erzeugt. Elektronen, die durch den Pumpprozess aus dem Valenzband ins Leitungsband gehoben werden, erzeugen nach Ablauf ihrer natürlichen Lebensdauer durch spontane Emission die so genannte Rekombinationsstrahlung. Durch stimulierte Emissionen in einem optischen Resonator wird kohärente Laserstrahlung erzeugt.

Eine Inversion in einem Halbleiterlaser kann durch optisches Pumpen, durch Beschuss mit hoch energetischen Elektronen und durch Injektion von Minoritätsträgern in einem pn-Übergang (Diodenlaser) erreicht werden. Beim Diodenlaser, der die größte technische Bedeutung unter den Halbleiterlasern besitzt, werden zwei unterschiedlich dotierte Halbleiter zu einer pn-Diode aneinander gefügt und bilden an der Kontaktstelle eine so genannte Sperrschicht aus, die nach einer kurzen Relaxationszeit keine weitere Rekombination von Elektronen und Löchern zulässt. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung wird ein Diodenstrom aufrechterhalten, der ständig Elektronen und Löcher in die Sperrschicht injiziert. Die Elektronen rekombinieren mit den Löchern und geben dabei Strahlung ab. Diese Rekombinationsstrahlung ist daher eine direkte Folge des Injektionsstromes.

Die beschriebenen Vorgänge treten in gleicher Weise auch bei gewöhnlichen Halbleiterdioden und Leuchtdioden auf. Der wesentliche Unterschied bei Laserdioden besteht darin, dass zum Einen durch die gezielte Wahl der Halbleitermaterialien und der Dotierungskonzentrationen die Zahl der strahlungslosen Übergänge minimiert und die Zahl der strahlenden Übergänge maximiert wird und dass zum Anderen die emittierte Strahlung in einem Resonator verstärkt wird. Der Resonator wird in der Regel durch planparallele Endflächen hoher optischer Güte eines Kristalls gebildet.

Diodenlaser besitzen allerdings auch Eigenschaften, die für die Spektroskopie ungünstig sind, nämlich geringe spektrale Reinheit, ein unsauberes Strahlprofil und keine kontinuierliche Verstimmbarkeit. Dennoch werden Diodenlaser vielfältig in spektroskopischen Anwendungen eingesetzt, denn mit geeigneten optischen und elektrischen Kontrollmechanismen

lassen sich die Frequenz, Strahl- und Verstimmungseigenschaften erheblich verbessern. Grund für die schlechte Strahlqualität ist, dass sich bei Halbleiterlasern im optischen Resonator Transversalmoden unterschiedlicher Ordnungen ausbilden. Sie sind für die erreichbare Strahlqualität von größter Bedeutung und Folge von Beugungs- und Interferenzphänomenen, und spiegeln die räumliche Verteilung der Schwingungsenergie im Laserresonator wieder.

Es sind unterschiedliche Verfahren und Vorrichtungen zur Strahlqualitätsverbesserung bei Diodenlasern, insbesondere bei Hochleistungsdiode Lasern in Breitstreifengeometrie, bekannt. Beispielsweise werden mittels externer Resonatoren eine oder wenige Transversalmoden selektiert, um möglichst viele andere Transversalmoden unterdrücken zu können, um hierdurch die Strahlqualität zu verbessern. Alle hierfür bekannten Resonatoranordnungen besitzen mehrere, zum Teil komplizierte und teure optische Komponenten.

Nachteilig sind somit die hohen Materialkosten und der erhöhte Montageaufwand. Weiterhin besitzen diese Vorrichtungen eine hohe Anfälligkeit gegen eine mögliche Dejustierung.

Es ist weiterhin bekannt, zur Verbesserung der Strahlqualität die Breitstreifenlaser durch Seedlaser und/oder Trapezverstärker zu ersetzen. Nachteilig an diesen Vorrichtungen ist ebenfalls ein hoher Material- und Montageaufwand. Weiterhin ist es bekannt, externe Resonatoren aus Linsen, Etalons und/oder phasenkonjugierenden Spiegeln zu verwenden. Diese sind entweder nicht stabil bei hohen Pumpströmen oder in der Fertigung sehr aufwendig und daher kostenintensiv.

Es ist daher Aufgabe der vorliegenden Erfindung, eine Vorrichtung zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern anzugeben, mit welcher Laserlicht von hoher Strahlqualität erzeugt werden kann, wobei die Vorrichtung kostengünstiger herstellbar und gegen Dejustagen unanfälliger als die bekannten Vorrichtungen sein soll. Es soll weiterhin ein Verfahren zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern angegeben werden, welches die genannten Nachteile der bekannten Verfahren nach dem Stand der Technik eliminiert.

Diese Aufgabe wird erfindungsgemäß gelöst durch die Merkmale im kennzeichnenden Teil des Anspruchs 1 (Verfahrensanspruch) und die Merkmale im kennzeichnenden Teil des Anspruchs 6 (Vorrichtungsanspruch) im Zusammenwirken mit den Merkmalen im Oberbegriff. Zweckmäßige Ausgestaltungen der Erfindung sind in den Unteransprüchen enthalten.

Ein besonderer Vorteil der Erfindung besteht darin, dass mit der erfindungsgemäßen Vorrichtung bzw. dem erfindungsgemäßen Verfahren eine hohe Strahlqualität des aus dem Halbleiterlaser austretenden Lichts bei einer minimalen Anzahl optischer Komponenten erreicht werden kann. Dazu weist die erfindungsgemäße Vorrichtung einen Halbleiter mit einem außerhalb des Halbleiters angeordneten, reflektierenden Element zur Ausbildung eines externen, instabilen Resonators auf. Dabei ist es nicht notwendig, dass das reflektierende Element einen Einfluss auf die Divergenz des aus dem Halbleiterchip austretenden Lichts hat. Das reflektierende Element ist in einem solchen Abstand vom Halbleiterchip angeordnet, dass die Anordnung einen externen, instabilen Resonator ausbildet und darüber hinaus das aus dem Halbleiterchip austretende divergente Licht teilweise zum Halbleiter zurück reflektiert und in

diesen eingekoppelt wird. Die Ausbildung eines externen, instabilen Resonator bedeutet dabei nicht, dass es gar keine fokussierenden Elemente gibt, sondern nur, dass diese nicht ausreichen, um den Resonator stabil zu machen.

Vorzugsweise übersteigt die Breite (FWHM) des durch den externen Resonator rückkoppelnden Lichts, welche als volle Breite bei halber Intensität gemessen wird, die Breite (FWHM) der Eintritts-/Austrittsöffnung des Halbleiterlasers um mindestens das Dreifache.

Der Halbleiterlaser kann vorzugsweise ein kantenemittierender Hochleistungs-Diodenlaser oder ein Vertikalemitter (VCSL) sein. Die erfindungsgemäße Vorrichtung kann zusätzlich eine Zylinderlinse zur Reduktion der Lichtdivergenz aufweisen.

Bei einem kantenemittierenden Hochleistungs-Diodenlaser kann die erfindungsgemäße Vorrichtung zusätzlich eine Zylinderlinse zur Reduktion der hohen Lichtdivergenz aufweisen.

Das reflektierende Element ist vorzugsweise ein Planspiegel. Es ist aber auch möglich, dass das reflektierende Element ein gekrümmter Spiegel ist. Die Flächennormale des Planspiegels kann einen endlichen Winkel zur Flächennormalen des Halbleiterchips aufweisen. Dieser Winkel kann einen solchen Wert annehmen, welcher durch Transversalmoden höherer Ordnung des Halbleiterlasers bestimmt bzw. durch die Elektrodenkontaktierung des Halbleiterlasers präferiert ist.

Der Abstand d zwischen Planspiegel und Halbleiterchip sollte die Bedingung $0.1 < d * \lambda / D^2 < 10$ erfüllen, wobei D die Breite der Austrittsöffnung des Halbleiterchips und λ die Emissionwellenlänge ist. Vorzugsweise weist die Eintritts-/Austrittsöffnung des Halbleiterchips eine Ausdehnung zwischen 100 μm und 1 mm auf und der Abstand d zwischen Halbleiterchip und Planspiegel beträgt zwischen 3 cm und 10 cm.

Die erfindungsgemäße Vorrichtung kann zusätzlich eine Blende zur Selektion bevorzugter Beugungsmaxima aufweisen.

Zur Frequenzstabilisierung kann das reflektierende Element ein frequenzselektives Element, wie z.B. ein Gitter sein. Weiterhin kann die erfindungsgemäße Vorrichtung weitere frequenzselektive Elemente, wie z.B. ein Etalon, aufweisen.

In einer bevorzugten Ausführungsform weist der Halbleiterchip ein modulierte Gainprofil und/oder ein Brechungsindexprofil auf. Dieses kann wahlweise durch eine geschickt gewählte Elektrodenkontaktierung, durch zusätzliche Layer in der Epitaxie, durch Ätzprozesse, oder durch Dickenmodulation einzelner Schichten erzeugt werden. In einer besonders bevorzugten Ausführungsform weist der Halbleiter eindiffundierte niederohmige Kontaktstreifen in einem ansonsten hochohmigen Halbleitermaterial auf. Der Sinus des optimalen Winkels für Laserbetrieb ergibt sich dann als Verhältnis aus halber Wellenlänge und Modulationsperiode oder Vielfache dieses Verhältnisses.

Beim erfindungsgemäßen Verfahren zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern durch stimulierte Emission in einem Halbleiterlaser wird ein Teil des aus dem Halbleiter austretenden Laserlichts in diesen Halbleiter zurück reflektiert und wiederum ein Teil dieses reflektierten Laserlichts über die Eintritts-/Austrittsöffnung des Halbleiterchips in diesen eingekoppelt, wobei die stimulierte Emission über einen externen, instabilen Resonator bewirkt wird. Vorzugsweise wird die Reflexion eines Teils des aus dem Halbleiter austretenden Laserlichts durch einen Planspiegel bewirkt.

Darüber hinaus kann mindestens ein Beugungsmaximum, außer dem zentralen Beugungsmaximum, vignettiert, d.h. ausgeblendet werden.

Durch die geringe Anzahl an Elementen können die Materialkosten und der Justageaufwand minimiert werden. Ferner sind die Möglichkeiten von Dejustagen im laufenden Betrieb minimal. Weiterhin vorteilhaft ist, dass die erfindungsgemäße Anordnung sehr kompakt aufgebaut werden kann. Durch diese kompakte Bauform werden die Einsatzbereiche erweitert. Das Fehlen diverser Komponenten eliminiert gleichzeitig Fehlerquellen der Modenselektion, die durch nichtperfekte Funktion der Elemente hervorgerufen werden und sich negativ auf die Strahlqualität auswirken können.

Die Reflexion eines Teils des aus dem Halbleiterchip austretenden Laserlichts kann durch einen Planspiegel bewirkt werden. Die Flächennormale des Planspiegels kann einen endlichen Winkel zur Flächennormalen des Halbleiterchips aufweisen. Das zentrale Beugungsmaximum des reflektierten Lichts kann durch eine zusätzliche, resonatorexterne Apertur selektiert werden.

Erfindungsgemäß kann ein Halbleiterlaser mit einem externen, instabilen Resonator zur Verbesserung der Strahlqualität des emittierten Laserlichts verwendet werden. Ein Halbleiterlaser mit einem externen, instabilen Resonator kann erfindungsgemäß darüber hinaus zur Beeinflussung spektraler Eigenschaften des emittierten Laserlichts verwendet werden.

Die Erfindung soll nachstehend anhand von zumindest teilweise in den Figuren dargestellten Ausführungsbeispielen näher erläutert werden.

Es zeigen:

- Fig. 1: eine schematische Darstellung einer erfindungsgemäßen Vorrichtung zum Betrieb eines kantenemittierenden Breitstreifenlasers längs seiner optischen Achse (on-axis),
- Fig. 2: eine schematische Darstellung einer erfindungsgemäßen Vorrichtung eines kantenemittierenden Breitstreifenlasers mit Emission außerhalb seiner optischen Achse (off-axis),
- Fig. 3: eine schematische Darstellung einer erfindungsgemäßen Vorrichtung eines kantenemittierenden Breitstreifenlasers mit Emission außerhalb seiner optischen Achse (off-axis) mit einem Gitter als reflektierendes Element und einem Etalon zur Frequenzstabilisierung,
- Fig. 4: eine schematische Darstellung eines Halbleiterlaser mit einem Gainprofil mit eindiffundierten niederohmigen Kontaktstreifen in einem hochohmigen Halbleitermaterial.

Der Erfindung liegt die Idee zugrunde, ein Gainmedium mit einem externen, instabilen Resonator zu kombinieren. Instabile Laserresonatoren, die nach herkömmlichen Lasertheorie keine stabilen Lasermode besitzen, können jedoch eine definierte und zeitlich unveränderliche Lasermode ausbilden, sofern die Verluste aufgrund hoher Verstärkung des aktiven Mediums ausgeglichen werden.

Die Anwendung instabiler Laserresonatoren auf Halbleiterlaser ist bislang nicht bekannt. Überraschenderweise kann mit Halbleiterlasern eine gute Strahlqualität bei hohen Leistungen erzielt werden, sofern der Halbleiterchip außer mit einer Zylinderlinse nur noch mit einem einzigen Planspiegel für die Rückkopplung kombiniert wird, wobei der Spiegel spezielle Anforderungen an Winkel und Abstand zu erfüllen hat. Grundsätzlich ist zu erwarten, dass eine solche Rückkopplung mittels eines instabilen Laserresonators zu hohe Verluste besitzt, um zu einem Laserbetrieb zu gelangen. Dies ist jedoch vor allem bei Hochleistungsdiodenlasern nicht der Fall, da die hohen Leistungsverluste tolerierbar sind. Somit kann auf weitere Elemente, wie Linsen, Gitterspiegel und Phasenkonjugatoren völlig verzichtet werden.

Der Abstand d zwischen einem Halbleiterchip und dem Planspiegel muss einerseits gering genug sein, um die Verluste tolerieren zu können, andererseits muss dieser Abstand groß genug sein, damit sich die Wellenfront des frei propagierenden Lichts zu einer ebenen Welle annähert. Diese Annäherung gilt um so besser, je größer der Abstand zwischen Halbleiterchip und Spiegel ist. Die vom Spiegel reflektierte Welle wird vom Halbleiterchip, der als Apertur wirkt, abgeschnitten und verstärkt.

Für einen optimalen Betrieb muss der Abstand zwischen Chip und Spiegel gefunden werden, um einerseits die Verluste gering zu halten und andererseits eine möglichst hohe Strahlqualität zu erreichen. Dieser Bereich hängt von der Chipgeometrie, den Verstärkungseigenschaften, der Wellenlänge, der Güte des Spiegels, der selektierten transversalen Mode sowie gegebenenfalls vom Vorhandensein weiterer optischer Elemente, die Einfluss auf die Divergenz- oder Intensitätsverteilung nehmen, ab.

Fig. 1 zeigt eine schematische Darstellung einer erfindungsgemäßen Vorrichtung zur Erzeugung von Laserlicht hoher Strahlqualität mit einem Halbleiterchip 1. Das aus dem Halbleiterchip 1 emittierte Licht eines kantenemittierenden Breitstreifenlasers trifft auf einen teildurchlässigen Planspiegel 3. Ein Teil des Lichts tritt durch diesen teildurchlässigen Planspiegel 3 hindurch und kann als Auskoppellicht 4 für Anwendungen bereitstehen. Das restliche, reflektierte Rückkoppellicht 5 läuft zum Halbleiterchip 1 zurück. Nur der Teil des Rückkoppellichts 5, der den verstärkenden Bereich des Halbleiterchips 1 trifft, kann zum Laserbetrieb beitragen. Dieser Bereich wird durch die Eintritts-/Austrittsöffnung 6 bestimmt. Dabei handelt es sich um den zentralen Bereich der Emission, dessen Intensitätsschwankungen sehr viel kleiner sind als die Intensität selbst. Die Wellenfront, also die lokale Ausbreitungsrichtung in der Nähe der Eintritts-/Austrittsöffnung 6, ist eine Kugeloberfläche. Diese Kugeloberfläche ist über die Breite des Emitters nur sehr geringfügig gekrümmt. Bei kantenemittierenden Laserdioden ist eine kurzbrennweitige Zylinderlinse 2 vorteilhaft, da sie die hohe Divergenz des Lichts in der Ebene senkrecht zur Epitaxie reduziert und dadurch die Effizienz der Rückkopplung erhöht. Ein entsprechender Aufbau für

Vertikalemitter würde über die gleichen Komponenten verfügen, jedoch ist eine Zylinderlinse 2 aufgrund der Tatsache, dass die Laserdiode des Vertikalemitters durch ihre Oberfläche emittiert, unter Umständen entbehrlich.

Fig. 2 zeigt eine schematische Darstellung einer Vorrichtung zur Erzeugung hoher Strahlqualität mit einem kantenemittierenden Breitstreifenlaser, welcher nicht längs seiner optischen Achse emittiert (off-axis). Der Halbleiterchip 1 bekommt über den Planspiegel 3 einen Teil des von ihr emittierten Laserlichts zurück. Dieses Rückkoppellicht 5 wird verstärkt und verlässt den Halbleiterchip 1 gemäß der Reflexionsgesetze. Der Winkel ist dabei durch die Verbindungslinie zwischen Halbleiterchip 1 und Flächennormale des Planspiegels 3 definiert. Durch Verkipfung eines der beiden Elemente lässt sich der Winkel einstellen. Die Aussagen zu Wellenfrontintensität und dem Betrieb von Vertikalemittern gelten hier genauso wie im Fall der on-axis-Emission.

Für den geforderten Abstand, der einerseits kurz genug sein muss, um die Verluste gering zu halten und andererseits lang genug sei muss, um eine hohe Strahlqualität zu erreichen, kann folgende Abschätzung vorgenommen werden:

$0.1 < d * \lambda / D^2 < 10$, wobei D die Breite der Eintritts-/Austrittsöffnung 6 des Halbleiters, λ die Emissionswellenlänge und d der Abstand zwischen Halbleiterchip 1 und Planspiegel 3 ist.

Diese Abschätzung gilt für den Fall eines Planspiegels und keiner weiteren vorhandenen strahlformenden Elemente wie Linsen usw.

Anderenfalls sind die Längen bzw. Abstände gemäß der Abbildungsgesetze der Optik umzurechnen. Mit der erfindungsgemäßen Vorrichtung gemäß Fig. 1 bzw. Fig. 2 lassen sich für das resultierende Licht Beugungsmesszahlen von $M^2 < 2$ erreichen.

Eine weitere Verbesserung der Strahlqualität bis zu Werten nahe $M^2 = 1$ lässt sich erzielen, indem man vom resultierenden Licht, das nahezu dem einer homogen beleuchteten Rechteckblende entspricht, mittels einer resonatorexternen Blende lediglich das zentrale Beugungsmaximum passieren lässt.

Die resultierende Winkelverteilung entspricht derjenigen einer harten Schlitzblende. Ein resultierender Strahlpropagationsfaktor von etwa 2 stellt eine deutliche Verbesserung zu den Propagationsfaktoren typischer Breitstreifendiode-laser von ca. 30 bis 60 dar.

Grundsätzlich lässt sich das oben beschriebene Verhalten dann beobachten, wenn die Breite der Lichtverteilung (FWHM) des rückkoppelnden Lichts bei Wiedereintritt in den verstärkenden Bereich breiter als der Verstärkungsbereich selbst ist.

Fig. 3 zeigt eine schematische Darstellung einer Vorrichtung zur Erzeugung hoher Strahlqualität mit einem kantenemittierenden Breitstreifenlaser, welcher nicht längs seiner optischen Achse emittiert (off-axis), wobei das reflektierende Element ein Gitter 7 ist. Zusätzlich weist die Vorrichtung ein Etalon 8 zur Frequenzstabilisierung auf. Auch in dieser Anordnung bildet die erfindungsgemäße Vorrichtung einen instabilen Resonator aus. Grundsätzlich wäre zu erwarten, dass die Rückkoppelung bei den erfindungsgemäßen Vorrichtungen, wie in Fig. 1 bis Fig. 3 dargestellt, zu hohe Verluste besitzt, um zu Laserbetrieb zu gelangen. Überraschender Weise hat sich bei Verwendung

eines Halbleiterlasers mit einem externen, instabilen Resonator der Effekt gezeigt, dass man Laserlicht hoher Strahlqualität erreicht, wobei die Realisierung nur wenige optische Komponenten erfordert.

In einem bevorzugten Ausführungsbeispiel weist der Halbleiterchip 1 ein moduliertes Gainprofil und/oder ein Brechungsindexprofil auf. Dieses kann wahlweise durch eine geschickt gewählte Elektrodenkontaktierung, durch zusätzliche Layer in der Epitaxie, durch Ätzprozesse, oder durch Dickenmodulation einzelner Schichten erzeugt werden. Es hat sich gezeigt, dass mit einem solchen Halbleiter ein besonders effizienter Laserbetrieb mit einem externen, instabilen Resonator erreicht werden kann. In einer besonders bevorzugten Ausführungsform weist der Halbleiter 20 eindiffundierte niederohmige Kontaktstreifen 9 in einem ansonsten hochohmigen Halbleitermaterial auf, wie in Fig. 4 dargestellt ist. Der Sinus des optimalen Winkels für Laserbetrieb ergibt sich dann als Verhältnis aus halber Wellenlänge und Modulationsperiode oder Vielfache dieses Verhältnisses.

Die Erfindung ist nicht beschränkt auf das hier dargestellte Ausführungsbeispiel. Vielmehr ist es möglich, durch Kombination und Modifikation der genannten Mittel und Merkmale weitere Ausführungsvarianten zu realisieren, ohne den Rahmen der Erfindung zu verlassen.

Bezugszeichenliste

1	Halbleiter/Halbleiterchip
2	Zylinderlinse
3	Reflektierendes Element/ Planspiegel
4	Auskoppellicht
5	Rückkoppellicht
6	Eintritts-/Austrittsöffnung
7	Gitter
8	Etalon
9	Kontaktstreifen
10	Halbleiter

Patentansprüche

1. Verfahren zur Erzeugung von Laserstrahlung auf Basis von Halbleitern durch stimulierte Emission in einem Halbleiter,
dadurch gekennzeichnet,
dass ein Teil des aus dem Halbleiter (1) austretenden Laserlichts mittels eines externen, reflektierenden Elements (3) zum Halbleiter (1) zurück reflektiert wird und ein Teil dieses reflektierten Laserlichts über die Eintritts-/Austrittsöffnung (6) des Halbleiters (1) in diesen wieder eingekoppelt wird, wobei die stimulierte Emission in dem Halbleiter (1) über einen externen, instabilen Resonator bewirkt wird.
2. Verfahren nach Anspruch 1,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Reflexion eines Teils des aus dem Halbleiter (1) austretenden Laserlichts durch einen Planspiegel (3) oder einen gekrümmten Spiegel bewirkt wird.
3. Verfahren nach Anspruch 2,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Flächennormale des Planspiegels (3) einen endlichen Winkel zur Flächennormalen des Halbleiters (1) aufweist.
4. Verfahren nach Anspruch 1 bis 3,
dadurch gekennzeichnet,
dass durch eine resonatorexternen Apertur mindestens ein Beugungsmaximum, außer dem zentralen Beugungsmaximum, vignettiert bzw. ausgeblendet wird.

5. Verfahren nach Anspruch 1 bis 4,
dadurch gekennzeichnet,
dass der Abstand d zwischen dem Halbleiter (1) und dem Planspiegel (3) der Bedingung $0.1 < d * \lambda / D^2 < 10$ genügt, wobei D die Breite der Eintritts-/Austrittsöffnung (6) des Halbleiters (1) und λ die Emissionwellenlänge ist.
6. Vorrichtung zur Erzeugung von Laserstrahlung bestehend aus einem Halbleiter (1), gekennzeichnet durch ein außerhalb des Halbleiters (1) angeordnetes reflektierendes Element (3) zur Ausbildung eines externen, instabilen Resonators.
7. Vorrichtung nach Anspruch 6,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Breite (FWHM) des durch den externen Resonator rückkoppelnden Lichts, welche als volle Breite bei halber Intensität gemessen wird, die Breite (FWHM) der Eintritts-/Austrittsöffnung (6) um mindestens das dreifache des Halbleiters (1) übersteigt.
8. Vorrichtung nach Anspruch 6 oder 7,
dadurch gekennzeichnet,
dass der Halbleiterlaser ein kantenemittierender Hochleistungs-Diodenlaser oder ein Vertikalemitter (VCSEL) ist.
9. Vorrichtung nach Anspruch 8,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Vorrichtung zusätzlich eine Zylinderlinse (2) aufweist.

10. Vorrichtung nach Anspruch 6 bis 9,
dadurch gekennzeichnet,
dass das reflektierende Element (3) ein Planspiegel
oder ein gekrümmter Spiegel ist.
11. Vorrichtung nach Anspruch 10,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Flächennormale des Planspiegels (3) einen
endlichen Winkel zur Flächennormalen des Halbleiters
(1) aufweist.
12. Vorrichtung nach Anspruch 11,
dadurch gekennzeichnet,
dass der Winkel der Flächennormalen einen Wert
annimmt, durch welchen Transversalmoden höherer
Ordnung des Halbleiterlasers bestimmt sind.
13. Vorrichtung nach Anspruch 12,
dadurch gekennzeichnet,
dass der Winkel der Flächennormalen einen Wert
annimmt, welcher derjenigen Transversalmode
entspricht, die durch die Elektrodenkontaktierung des
Halbleiterlasers präferiert ist.
14. Vorrichtung nach Anspruch 6 oder 10,
dadurch gekennzeichnet,
dass der Abstand d zwischen Planspiegel (3) und
Halbleiter (1) der Bedingung $0.1 < d * \lambda / D^2 < 10$
genügt, wobei D die Breite der Eintritts-/Austritts-
Öffnung (6) des Halbleiters (1) und λ die
Emissionwellenlänge ist.

15. Vorrichtung nach Anspruch 6 bis 14,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Eintritts-/Austrittsöffnung (6) des Halbleiters (1) eine Ausdehnung von 100 μm bis 1 mm aufweist und der Abstand zwischen Halbleiter (1) und Planspiegel (3) zwischen 3 cm und 10 cm beträgt.
16. Vorrichtung nach Anspruch 6 bis 15,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Vorrichtung eine zusätzliche Apertur aufweist, wobei die zusätzliche Apertur eine Blende sein kann.
17. Vorrichtung nach Anspruch 6 bis 16,
dadurch gekennzeichnet,
dass das reflektierende Element ein frequenzselektives Element ist, wobei das frequenzselektive Element ein Gitter (7) sein kann.
18. Vorrichtung nach Anspruch 6 bis 17,
dadurch gekennzeichnet,
dass die Vorrichtung zusätzlich mindestens ein frequenzselektives Element aufweist, wobei dieses zusätzliche frequenzselektive Element ein Etalon (8) sein kann.
19. Vorrichtung nach Anspruch 6 bis 18,
dadurch gekennzeichnet,
dass der Halbleiter (1) ein Gainprofil und/oder ein Brechungsindexprofil aufweist.

20. Vorrichtung nach Anspruch 19,
dadurch gekennzeichnet,
dass das Gainprofil niederohmige Kontaktstreifen in
einem ansonsten hochohmigen Halbleitermaterial
aufweist.
21. Verwendung eines Halbleiterlasers mit einem externen,
instabilen Resonator (3) zur Verbesserung der
Strahlqualität des Laserlichts und/oder zur
Beeinflussung spektraler Eigenschaften des
Laserlichts.
22. Verwendung eines Halbleiterlasers mit einem
modulierten Gainprofil und/oder einem Brechungsindex-
profil und mit einem externen, instabilen Resonator
(3) zur Verbesserung der Strahlqualität des
Laserlichts und/oder zur Beeinflussung spektraler
Eigenschaften des Laserlichts.

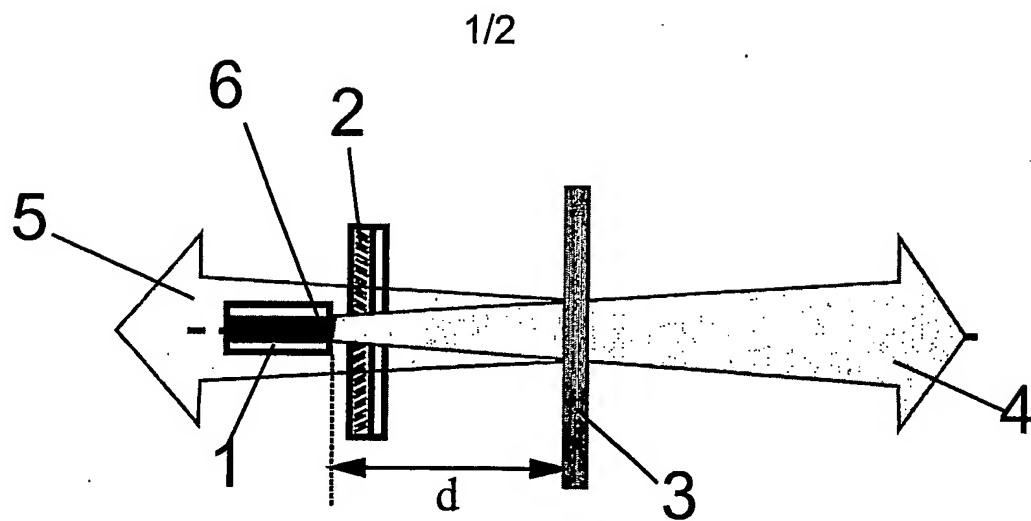


Fig. 1

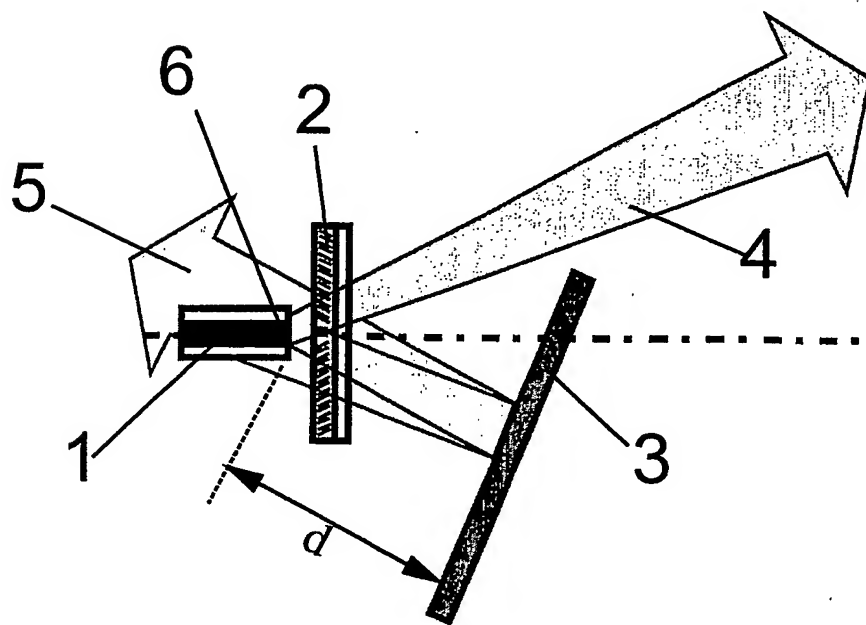


Fig. 2

2/2

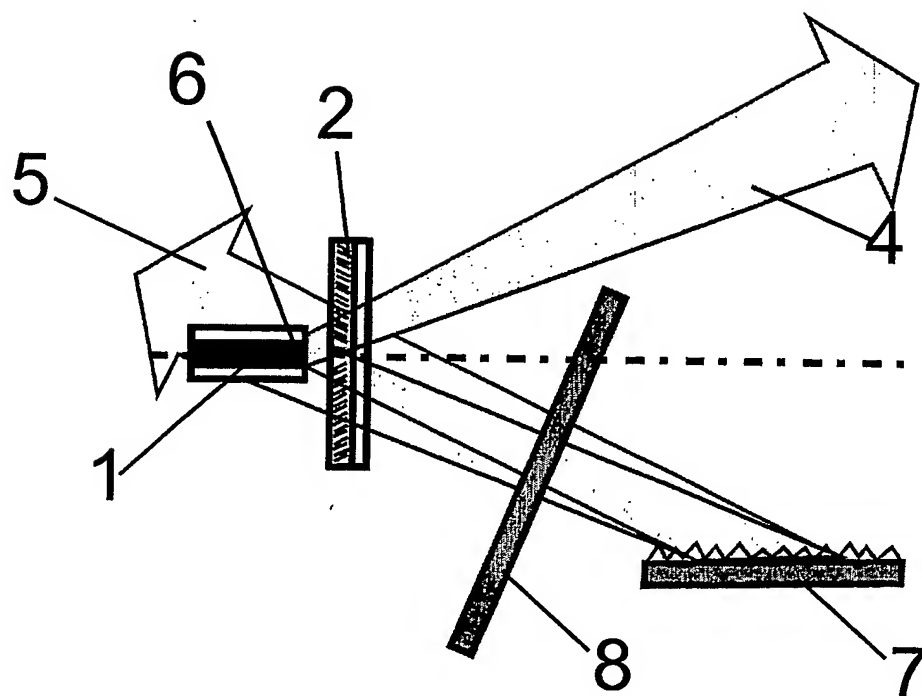


Fig. 3

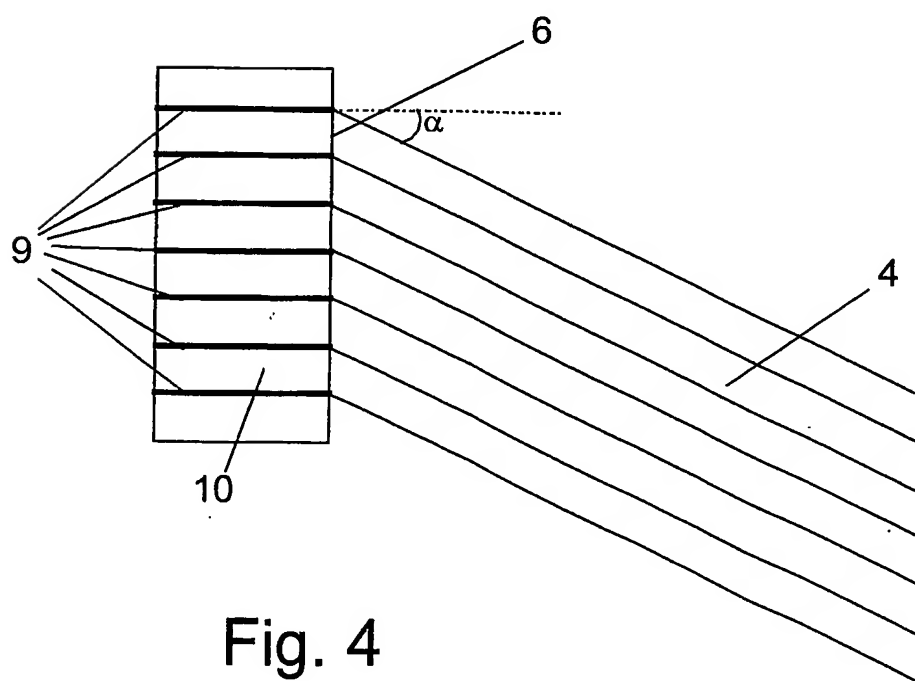



Fig. 4

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

Inten  Application No
PCT/EP 02/12400

A. CLASSIFICATION OF SUBJECT MATTER

IPC 7 H01S5/14

According to International Patent Classification (IPC) or to both national classification and IPC

B. FIELDS SEARCHED

Minimum documentation searched (classification system followed by classification symbols)

IPC 7 H01S

Documentation searched other than minimum documentation to the extent that such documents are included in the fields searched

Electronic data base consulted during the international search (name of data base and, where practical, search terms used)

PAJ, EPO-Internal

C. DOCUMENTS CONSIDERED TO BE RELEVANT

Category *	Citation of document, with indication, where appropriate, of the relevant passages	Relevant to claim No.
X	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 010, no. 054 (E-385), 4 March 1986 (1986-03-04) & JP 60 207389 A (KOGYO GIJUTSUIN;OTHERS: 0J), 18 October 1985 (1985-10-18) abstract	1,2,6, 8-10,21, 22
X	--- PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 2002, no. 02, 2 April 2002 (2002-04-02) & JP 2001 284718 A (SONY CORP), 12 October 2001 (2001-10-12) abstract	1-3,6,8, 10,17, 21,22
X	--- US 4 785 462 A (KEIL RUDOLF) 15 November 1988 (1988-11-15) column 2, line 28 -column 3, line 15 --- -/-	1,6

☒ Further documents are listed in the continuation of box C.

☒ Patent family members are listed in annex.

* Special categories of cited documents :

"A" document defining the general state of the art which is not considered to be of particular relevance

"E" earlier document but published on or after the international filing date

"L" document which may throw doubts on priority claim(s) or which is cited to establish the publication date of another citation or other special reason (as specified)

"O" document referring to an oral disclosure, use, exhibition or other means

"P" document published prior to the international filing date but later than the priority date claimed

"T" later document published after the international filing date or priority date and not in conflict with the application but cited to understand the principle or theory underlying the invention

"X" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered novel or cannot be considered to involve an inventive step when the document is taken alone

"Y" document of particular relevance; the claimed invention cannot be considered to involve an inventive step when the document is combined with one or more other such documents, such combination being obvious to a person skilled in the art.

"&" document member of the same patent family

Date of the actual completion of the international search

13 March 2003

Date of mailing of the international search report

28.03.2003

Name and mailing address of the ISA

European Patent Office, P.B. 5818 Patent/aan 2
NL - 2280 HV Rijswijk
Tel. (+31-70) 340-2040, Tx. 31 651 epo nl,
Fax: (+31-70) 340-3016

Authorized officer

FREDRIK WAHLIN/JA A

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

Intern | Application No
PCT/EP 02/12400

C.(Continuation) DOCUMENTS CONSIDERED TO BE RELEVANT		
Category *	Citation of document, with indication, where appropriate, of the relevant passages	Relevant to claim No.
X	US 5 696 779 A (WELCH DAVID F ET AL) 9 December 1997 (1997-12-09) column 2, line 24-53 column 13, line 13 -column 15, line 62 ---	1,6
X	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 007, no. 166 (E-188), 21 July 1983 (1983-07-21) & JP 58 071687 A (RICOH KK), 28 April 1983 (1983-04-28) abstract ---	1
A	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 1995, no. 06, 31 July 1995 (1995-07-31) & JP 07 079040 A (ISHIKAWAJIMA HARIMA HEAVY IND CO LTD), 20 March 1995 (1995-03-20) abstract -----	1,6

INTERNATIONAL SEARCH REPORT

Information on patent family members

Internat

Application No

PCT/EP 02/12400

Patent document cited in search report	Publication date	Patent family member(s)	Publication date
JP 60207389 A	18-10-1985	JP 1504638 C JP 63062917 B	13-07-1989 05-12-1988
JP 2001284718 A	12-10-2001	US 2002012377 A1	31-01-2002
US 4785462 A	15-11-1988	EP 0215374 A2 JP 62065493 A	25-03-1987 24-03-1987
US 5696779 A	09-12-1997	US 5592503 A US 5392308 A US 5914978 A US 5602864 A US RE37354 E1 US RE37051 E1 US 5864574 A US 5703897 A US 5894492 A US 5499261 A US 5537432 A US 5651018 A	07-01-1997 21-02-1995 22-06-1999 11-02-1997 04-09-2001 13-02-2001 26-01-1999 30-12-1997 13-04-1999 12-03-1996 16-07-1996 22-07-1997
JP 58071687 8 A		NONE	
JP 07079040 8 A		NONE	

INTERNATIONALER RECHERCHENBERICHT

Internationales Aktenzeichen

PL 1, LP 02/12400

A. KLASSTFIZIERUNG DES ANMELDUNGSGEGENSTANDES

IPK 7 H01S5/14

Nach der Internationalen Patentklassifikation (IPK) oder nach der nationalen Klassifikation und der IPK

B. RECHERCHIERTE GEBIETE

Recherchierte Mindestprüfstoff (Klassifikationssystem und Klassifikationssymbole)

IPK 7 H01S

Recherchierte aber nicht zum Mindestprüfstoff gehörende Veröffentlichungen, soweit diese unter die recherchierten Gebiete fallen

Während der internationalen Recherche konsultierte elektronische Datenbank (Name der Datenbank und evtl. verwendete Suchbegriffe)

PAJ, EPO-Internal

C. ALS WESENTLICH ANGESEHENE UNTERLAGEN

Kategorie*	Bezeichnung der Veröffentlichung, soweit erforderlich unter Angabe der in Betracht kommenden Teile	Betr. Anspruch Nr.
X	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 010, no. 054 (E-385), 4. März 1986 (1986-03-04) & JP 60 207389 A (KOGYO GIJITSUIN;OTHERS: OJ), 18. Oktober 1985 (1985-10-18) Zusammenfassung	1,2,6, 8-10,21, 22
X	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 2002, no. 02, 2. April 2002 (2002-04-02) & JP 2001 284718 A (SONY CORP), 12. Oktober 2001 (2001-10-12) Zusammenfassung	1-3,6,8, 10,17, 21,22
X	US 4 785 462 A (KEIL RUDOLF) 15. November 1988 (1988-11-15) Spalte 2, Zeile 28 -Spalte 3, Zeile 15	1,6
	--- -/-- ---	

☒ Weitere Veröffentlichungen sind der Fortsetzung von Feld C zu entnehmen

☒ Siehe Anhang Patentfamilie

* Besondere Kategorien von angegebenen Veröffentlichungen :

"A" Veröffentlichung, die den allgemeinen Stand der Technik definiert, aber nicht als besonders bedeutsam anzusehen ist

"E" älteres Dokument, das jedoch erst am oder nach dem Internationalen Anmeldedatum veröffentlicht worden ist

"L" Veröffentlichung, die geeignet ist, einen Prioritätsanspruch zweifelhaft erscheinen zu lassen, oder durch die das Veröffentlichungsdatum einer anderen im Recherchenbericht genannten Veröffentlichung belegt werden soll oder die aus einem anderen besonderen Grund angegeben ist (wie ausgeführt)

"O" Veröffentlichung, die sich auf eine mündliche Offenbarung, eine Benutzung, eine Ausstellung oder andere Maßnahmen bezieht

"P" Veröffentlichung, die vor dem internationalen Anmeldedatum, aber nach dem beanspruchten Prioritätsdatum veröffentlicht worden ist

"T" Spätere Veröffentlichung, die nach dem internationalen Anmeldedatum oder dem Prioritätsdatum veröffentlicht worden ist und mit der Anmeldung nicht kollidiert, sondern nur zum Verständnis des der Erfindung zugrundeliegenden Prinzips oder der ihr zugrundeliegenden Theorie angegeben ist

"X" Veröffentlichung von besonderer Bedeutung; die beanspruchte Erfindung kann allein aufgrund dieser Veröffentlichung nicht als neu oder auf erfinderischer Tätigkeit beruhend betrachtet werden

"Y" Veröffentlichung von besonderer Bedeutung; die beanspruchte Erfindung kann nicht als auf erfinderischer Tätigkeit beruhend betrachtet werden, wenn die Veröffentlichung mit einer oder mehreren anderen Veröffentlichungen dieser Kategorie in Verbindung gebracht wird und diese Verbindung für einen Fachmann naheliegend ist

"&" Veröffentlichung, die Mitglied derselben Patentfamilie ist

Datum des Abschlusses der internationalen Recherche

13. März 2003

Absendedatum des internationalen Recherchenberichts

28. 03. 2003

Name und Postanschrift der Internationalen Recherchenbehörde

Europäisches Patentamt, P.B. 5818 Patentaan 2
NL - 2280 HV Rijswijk
Tel. (+31-70) 340-2040, Tx. 31 651 epo nl,
Fax: (+31-70) 340-3016

Bevollmächtigter Bediensteter

FREDRIK WAHLIN/JA A

INTERNATIONALER RECHERCHENBERICHT

Internationales Aktenzeichen

PL 1, LP 02/12400

C.(Fortsetzung) ALS WESENTLICH ANGESEHENE UNTERLAGEN		
Kategorie*	Bezeichnung der Veröffentlichung, soweit erforderlich unter Angabe der in Betracht kommenden Teile	Betr. Anspruch Nr.
X	US 5 696 779 A (WELCH DAVID F ET AL) 9. Dezember 1997 (1997-12-09) Spalte 2, Zeile 24-53 Spalte 13, Zeile 13 -Spalte 15, Zeile 62 ---	1,6
X	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 007, no. 166 (E-188), 21. Juli 1983 (1983-07-21) & JP 58 071687 A (RICOH KK), 28. April 1983 (1983-04-28) Zusammenfassung ---	1
A	PATENT ABSTRACTS OF JAPAN vol. 1995, no. 06, 31. Juli 1995 (1995-07-31) & JP 07 079040 A (ISHIKAWAJIMA HARIMA HEAVY IND CO LTD), 20. März 1995 (1995-03-20) Zusammenfassung -----	1,6

INTERNATIONALER RECHERCHENBERICHT

Angaben zu Veröffentlichung die zur selben Patentfamilie gehören

Internationales Aktenzeichen

PCT/JP 02/12400

Im Recherchenbericht angeführtes Patentdokument	Datum der Veröffentlichung	Mitglied(er) der Patentfamilie	Datum der Veröffentlichung
JP 60207389 A	18-10-1985	JP 1504638 C	13-07-1989
		JP 63062917 B	05-12-1988
JP 2001284718 A	12-10-2001	US 2002012377 A1	31-01-2002
US 4785462 A	15-11-1988	EP 0215374 A2	25-03-1987
		JP 62065493 A	24-03-1987
US 5696779 A	09-12-1997	US 5592503 A	07-01-1997
		US 5392308 A	21-02-1995
		US 5914978 A	22-06-1999
		US 5602864 A	11-02-1997
		US RE37354 E1	04-09-2001
		US RE37051 E1	13-02-2001
		US 5864574 A	26-01-1999
		US 5703897 A	30-12-1997
		US 5894492 A	13-04-1999
		US 5499261 A	12-03-1996
		US 5537432 A	16-07-1996
		US 5651018 A	22-07-1997
JP 58071687 8 A		KEINE	
JP 07079040 8 A		KEINE	

Intracavity stabilization of broad area lasers by structured delayed optical feedback

S. Wolff and H. Fouckhardt

*Integrated Optoelectronics Group, Physics Department, University of
Kaiserslautern, D-67653 Kaiserslautern, Germany*

fouckhar@physik.uni-kl.de

http://www.physik.uni-kl.de/w_fouckh/w_fouckh.html

Abstract: The influence of structured delayed optical feedback (SDOF) on a broad area laser is investigated experimentally. SDOF is realized with a miniature-sized convex external mirror. The setup takes into account the small time scales involved in semiconductor laser dynamics by employing short external resonator lengths. Careful choice of the feedback parameters leads to a narrow single-lobe farfield even at high pump currents. The experimental results confirm earlier microscopic dynamic simulations by O. Hess et al. predicting that SDOF might be capable of stabilizing the emission of broad area lasers.

© 2000 Optical Society of America

OCIS codes: (070.6110) Spatial filtering; (140.2020) Diode lasers; (140.3300) Laser beam shaping; (140.3410) Laser resonators; (270.3100) Instabilities and Chaos

References and links

1. H. Adachi, O. Hess, E. Abraham, J. V. Moloney, "Spatio-temporal chaos in broad-area semiconductor laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 496-506 (1993).
2. O. Hess, S. W. Koch, J. V. Moloney, "Filamentation and beam propagation in broad-area semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 35-43 (1995).
3. J. R. Marcante, G. P. Agrawal, "Nonlinear mechanism of filamentation in broad area semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 590-596 (1996).
4. O. Hess, T. Kuhn, "Spatio-temporal dynamics of semiconductor lasers: Theory, modeling and analysis," *Prog. Quant. Electr.* **20**, 85-179 (1996).
5. I. Fischer, O. Hess, W. Elsässer, E. Göbel, "Complex spatio-temporal dynamics in the nearfield of a broad-area semiconductor laser," *Europhys. Lett.* **35**, 579-584 (1996).
6. O. Hess, T. Kuhn, "Maxwell-Bloch equations for spatially inhomogeneous semiconductor lasers II: Spatio-temporal dynamics," *Phys. Rev. A* **54**, 3360-3368 (1996).
7. E. Gehrig, O. Hess, "Nonequilibrium spatio-temporal dynamics of the Wigner-distributions in broad-area semiconductor lasers," *Phys. Rev. A* **57**, 4877-4888 (1998).
8. C. Simmendinger, M. Münkel, O. Hess, "Controlling complex temporal and spatio-temporal dynamics in semiconductor lasers," *Chaos, Solitons & Fractals* **10**, 851-864 (1999).
9. A. Hardy, W. Streifer, M. Osinski, "Influence of external mirror on antireflection-coated phased-array semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.* **49**, 185-187 (1986).
10. C. J. Chang-Hasnain, D. F. Welch, D. R. Scifres, W. Streifer, J. R. Whinnery, A. Dienes, R. D. Burnham, "Diffraction-limited emission from a diode laser array in an apertured graded-index lens external cavity," *Appl. Phys. Lett.* **49**, 614-616 (1986).
11. J. Yaeli, W. Streifer, D. R. Scifres, P. S. Cross, R. L. Thornton, R. D. Burnham, "Array mode selection utilizing an external cavity configuration," *Appl. Phys. Lett.* **47**, 89-91 (1985).
12. J. Salzman, T. Venkatesan, R. Lang, M. Mittelstein, A. Yariv, "Unstable resonator cavity semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.* **46**, 218-220 (1985).
13. K. Shigihara, Y. Nagai, S. Kakimoto, K. Ikeda, "Achieving broad-area laser diodes with high output power and single-lobed far-field patterns in the lateral direction by loading a modal reflector," *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 1683-1689 (1994).
14. D. H. DeTienne, G. R. Gray, G. P. Agrawal, D. Lenstra, "Semiconductor laser dynamics for feedback from a finite-penetration-depth phase-conjugated mirror," *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 838-844 (1997).
15. J. P. Hohimer, G. R. Hadley, A. Owyong, "Mode control in broad-area diode lasers by thermally induced lateral index tailoring," *Appl. Phys. Lett.* **52**, 260-262 (1988).

Received July 14, 2000; Revised September 05, 2000

#23136 - \$15.00 US
(C) 2000 OSA

11 September 2000 / Vol. 7, No. 6 / OPTICS EXPRESS 222

16. S. Wolff, D. Messerschmidt, H. Fouckhardt, "Fourier-optical selection of transverse modes in broad area lasers," *Opt. Express* **5**, 32-37 (1999), <http://www.opticsexpress.org/oearchive/source/9357.htm>.
17. Y. Champagne, S. Mailhot, N. McCarthy, "Numerical procedure for the lateral-mode analysis of broad-area semiconductor lasers with external cavity," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 795-810 (1995).
18. C. Simmendinger, D. Preier, O. Hess, "Stabilization of chaotic spatiotemporal filamentation in large broad area lasers by spatially structured optical feedback," *Opt. Express* **5**, 48-54 (1999), <http://www.opticsexpress.org/oearchive/source/9581.htm>.
19. AR-2360-C, Spectra Diode Labs Inc.
20. S. Wolff, D. Messerschmidt, H. Fouckhardt, "Intracavity Fourier-optical transverse mode selection in an AlGaInP broad area laser," *Proceedings of the SPIE* **3611**, 286-296 (1999).

1 Introduction

In recent years high power semiconductor laser sources have become key elements in many of today's photonic applications due to their small size and excellent efficiency. In fields like solid-state laser pumping or free-space optical communications the amount of coherent optical output power available is a central issue. In spite of considerable improvements in laser processing technologies, two major constraints continue to be an obstacle to applications of high power semiconductor lasers: On the one hand, the well-known phenomenon of catastrophic optical damage of the resonator facet is responsible for an upper limit of coherent output power. This problem may be circumvented by considerable enlargement of the lateral stripe width. Thus broad area lasers (BALs) having an emitter width ($50\text{ }\mu\text{m}$ or more) of at least one order of magnitude larger than typical low-power single-stripe lasers and laser diode arrays (LDAs) are commonly used in high-power applications. On the other hand, due to the large size of the BAL laser stripe or the strong coupling between the emitters in LDAs characteristic strong intrinsic nonlinear interactions of the optical field with the active semiconductor medium, which are usually suppressed in low-power lasers, lead to strongly incoherent light emission. In recent years it has been revealed that these instabilities have their origin in complex spatio-temporal processes [1, 2, 3, 4, 5] which in turn are caused and determined by the microscopic spatio-temporal and spatio-spectral dynamics [6, 4, 7]. In the overall device behavior, these instabilities severely degrade the performance of high-power semiconductor lasers and consequently limit their number of applications. Clearly, if one does not want to resort to using a semiconductor laser as pump source in a solid-state laser system only, efficient and compact schemes for stabilization and control of the complex spatio-temporal dynamics are needed to gain stable laser output.

Consequently, various laser systems as well as control setups and schemes have been proposed for both LDAs [8, 9, 10, 11] and BALs in recent years. In free-running BAL systems, the intrinsic nonlinear interaction causes the lateral mode profile to break up into multiple filaments which dynamically migrate across the active layer on a ns time scale [5]. At elevated pump currents a considerable part of the output power originates from higher order transverse modes. Experimental and technological approaches to control the emission of BALs involved modification of the laser facet by means of photolithography either to create an unstable resonator by giving the laser facet an inward bent curvature [12] or by modifying the reflectivity of the facet in the transverse direction [13]. Further, phase conjugated feedback [14] or a modification of the lateral refractive index profile by junction heating [15] demonstrated their ability to control the lasing mode in BALs. A Fourier-optical 4f setup was used by the current authors to selectively excite the fundamental mode or a specific higher order mode of a BAL [16].

Other free-space external resonator concepts have only been studied theoretically so far. A Fourier-optical like setup was investigated by Champagne et al. via a standard

beam propagation method [17]. Recently, numerical simulations by Hess et al. [8, 18] gave evidence that structured delayed optical feedback, realized by using an external convex mirror, might possibly lead to a stabilization of the emission of BALs. Simulations of the spatio-temporal delay-dynamics of BAL on the basis of semiconductor Maxwell-Bloch equations shed light on the fundamental internal processes present in feedback-sustained coherent emission. It was predicted that spatially structured delayed optical feedback causes a coherent phase coupling process of the otherwise chaotic filaments.

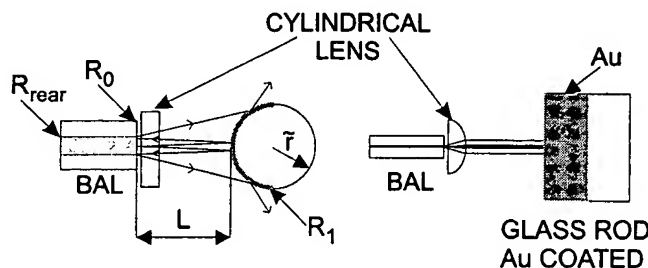


Fig. 1. Schematic drawing of the setup for structured delayed optical feedback (SDOF) control (left: top view, right: side view). The emitted light after a characteristic delay time is structurally altered fed back into the active layer. SDOF acts as a low pass spatial filter.

In the current contribution we experimentally investigate the potential of spatially structured delayed optical feedback for stabilizing the emission of BALs. In our setup (Fig. 1) SDOF is realized with an external convex mirror which spatially selectively couples only paraxial rays back into the active layer. Accounting for the small time scales (≤ 10 ps) involved in semiconductor laser dynamics the external mirror is only millimeters away from the output facet of the BAL. The experimental results confirm the findings of the microscopic simulations showing that by SDOF the spatio-temporally chaotic filaments of the free-running BAL are coherently coupled leading to a narrow single-lobe farfield.

2 Structured Delayed Optical Feedback

2.1 Experimental setup

The experiments are performed with a highly antireflection (AR) coated (front facet reflectivity $R_0 < 10^{-5}$) 811 nm, 1.2 W Spectra Diode Labs (SDL) [19] AlGaAs BAL, having an emitter size of $1 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. The rear facet is highly reflection coated (rear facet reflectivity $R_{\text{rear}} > 95\%$).

As schematically depicted in Fig. 1 a Au coated glass rod with a radius of \bar{r} is employed as external mirror (reflectivity $R_1 \approx 98\%$). The highly AR coated output facet of the BAL is aligned onto the optical axis at a distance L in front of the convex cylindrical mirror. To comply with the small time scales involved in semiconductor laser dynamics very short distances L are applied to provide for short resonator round trip times. A micro-cylindrical lens is used for collimation of the fast axis of the laser output. At distances L used in the control setup, the laser threshold current I_{th} (which generally depends on L) is measured to be ≈ 400 mA, which is the exact value for $L = 2370 \mu\text{m}$ and $\bar{r} = 0.5$ mm. (This BAL without AR coating showed a threshold current of 410 mA [19]). In the experiments, the nearfield and farfield at the rear facet of the BAL are simultaneously monitored with a CCD camera. Thus here we will focus on experimental observation of the time averaged performance of the setup.

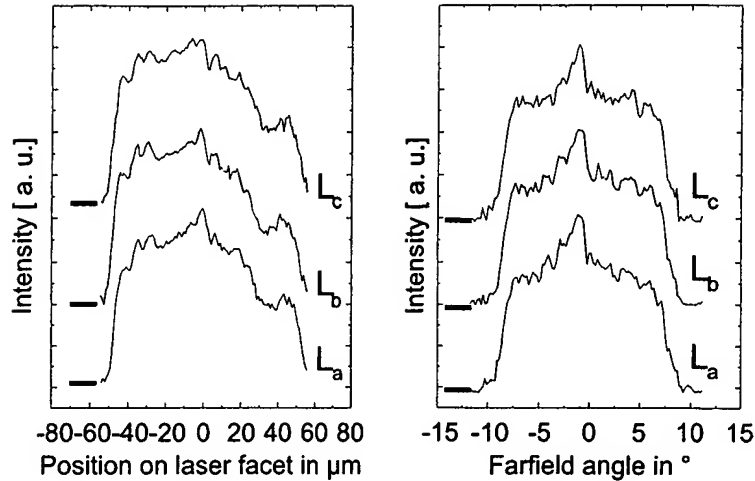


Fig. 2. Measured nearfield (left), farfield (right) intensity distribution at different distances L with $\tilde{r} = 1$ mm at a pump current of $I_p = 3 I_{th}$; $L = L_a = 1200 \mu\text{m}$, $L_b = 1400 \mu\text{m}$, $L_c = 1600 \mu\text{m}$.

2.2 Experimental results

First experiments are carried out with an convex external mirror having a radius $\tilde{r} = 1$ mm aligned onto the optical axis and without a microlens for collimating the fast laser axis. Due to the large radius of curvature and the missing collimation a pump current of $I_p = 3 I_{th}$ has to be applied to cause the laser to react to the external resonator. Typical nearfield and farfield patterns obtained with this setup are depicted in Fig. 2. The distance L is varied from $1200 \mu\text{m}$ (L_a) via $1400 \mu\text{m}$ (L_b) to $1600 \mu\text{m}$ (L_c) corresponding to round trip times of 8 ps, 9.3 ps, and 10.7 ps, respectively. All nearfields are strongly filamented and broad farfields sitting on a high background are acquired.

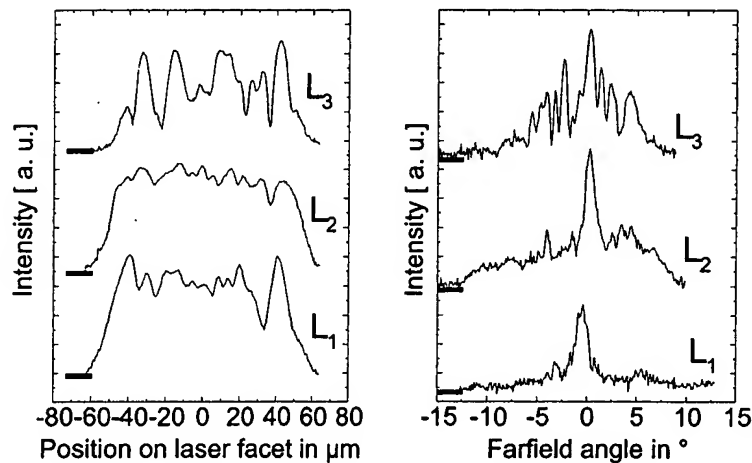


Fig. 3. Measured nearfield (left), farfield (right) intensity distribution at different distances L with $\tilde{r} = 0.5$ mm at a pump current of $I_p = 2 I_{th}$ using a micro-cylindrical lens for fast axis collimation; $L_1 = 1870 \mu\text{m}$, $L_2 = 2370 \mu\text{m}$, $L_3 = 3370 \mu\text{m}$.

Further experiments are performed with an external mirror having a radius of $\tilde{r} =$

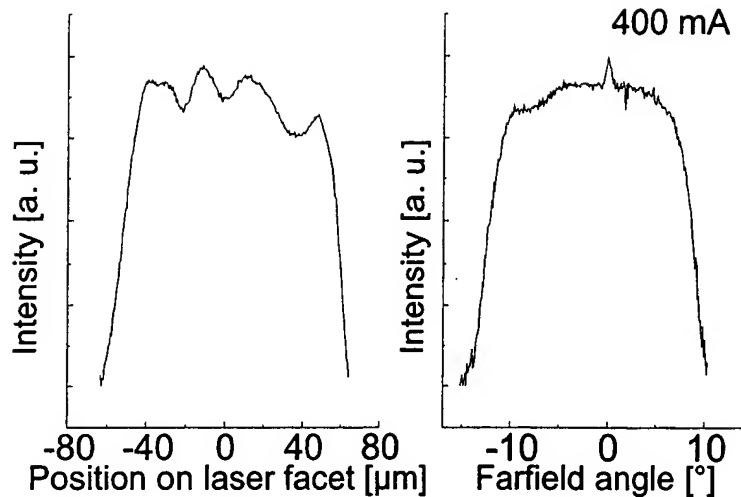


Fig. 4. Measured nearfield (left), farfield (right) intensity distribution at different pump currents of $1.0 I_{th}$ up to $3.0 I_{th}$ (pump currents are noted at top right in the movie) at a distance $L = 2370 \mu\text{m}$ and a convex mirror with radius of $\bar{r} = 0.5 \text{ mm}$ (movie file size is 73 kbytes).

0.5 mm. A micro-cylindrical lens ($f = 910 \mu\text{m}$) is introduced into the setup for collimation of the fast axis of the laser output. By introducing the micro-cylindrical lens more light is coupled back into the BAL. This higher feedback leads to a substantial reduction of the background signal in the farfield measurements. Figure 3 shows scans of the nearfield (left) and farfield (right) intensity patterns of the BAL when the convex mirror is aligned onto the optical axis at various distances L and a pump current of $I_p = 2 I_{th}$. The distance L is varied from $1870 \mu\text{m}$ (L_1) via $2370 \mu\text{m}$ (L_2) to $3370 \mu\text{m}$ (L_3), corresponding to round trip times of 12.4 ps, 15.8 ps, and 22.5 ps, respectively. Larger distances L could not be realized due to geometrical restraints. The most stable laser output is obtained at a distance $L_2 = 2370 \mu\text{m}$. Therefore, at this distance, the dependence of the feedback on pump current is further investigated. As can be seen from Fig. 4 (right) increasing the pump current from 400 mA (I_{th}) to 900 mA ($2.25 I_{th}$) a narrow peak in the farfield emerges from the background. At $I_p = 2.25 I_{th}$ the farfield has a width of 1.3° (FWHM of the slow axis). However, at 1100 mA ($2.75 I_{th}$) the farfield broadens and breaks up into multiple stripes. The corresponding measured nearfields exhibit strong filamentation at all pump currents (Fig. 4 (left)). Nevertheless, a certain pattern is observed when the farfields exhibit a single peak: The nearfield intensity at the edges of the active region is noticeably higher than in the middle where a local minimum is found and maxima are located at $x = \pm 10 \mu\text{m}$ on the laser facet. The single-lobe farfields corresponding to these nearfield intensity patterns indicate that the filaments are coherently coupled to a large extent.

3 Discussion

In free-running BALs irregularly filamented nearfield patterns develop at high enough pump currents. The filaments are uncoupled generating a broad double-lobe farfield radiation pattern.

In the case of SDOF an unstable resonator configuration acting as a low pass filter is applied to stabilize the emission of BALs. Small feedback times (about 20 ps) in our SDOF setup provide for a coherent output signal that travels from the laser to the mirror and back on a time scale comparable with the time scales of characteristic

dynamic processes within the active area of the BAL. However, the experiments reveal that the feedback parameters need to be carefully chosen. With an external convex mirror having a radius of curvature of $\tilde{r} = 0.5$ mm and a resonator length of $L = 2370 \mu\text{m}$ the nearfields exhibit a certain pattern with local maxima at the edges of the active area and a minimum in the middle up to pump currents of $2.25 I_{th}$. These patterns strikingly correspond to the nearfield patterns found in microscopic simulations of successfully applied SDOF [8]. The simulated patterns show maxima at the nearfield edges and a local maximum in the middle. Both simulated and experimental nearfield patterns lead to a narrow single-lobe farfield since both their Fourier-transforms are similar. The narrow farfields indicate that a coherent phase coupling process of the filaments is induced by SDOF.

An increase of the pump current leads to a speedup of the spatio-temporal dynamics which increases filamentation [6]. Our SDOF setup is able to provide for stabilizing feedback up to pump currents as high as $I_p = 2.25 I_{th}$. At higher pump currents feedback of the external resonator is not strong enough to suppress irregular filamentation.

4 Conclusions

We have experimentally investigated the behavior of a broad area laser (BAL) under the influence of structured delayed optical feedback (SDOF). The SDOF setup is taking into account the interplay of the characteristic dynamic processes within the active region and the coherent spatially modified feedback-signal by using a miniature-size external resonator. Feedback times of some 10 ps are in the order of times scales typical for dynamic processes within the BAL. Upon application of SDOF with appropriately chosen feedback parameters multiple optical filaments which characterize the free-running BAL are coherently coupled.

The steady-state results of the spatial nearfield and farfield profiles obtained in the experiment confirm earlier dynamic simulations of SDOF on the basis of semiconductor Maxwell-Bloch delay equations [8]. The results of the experiments reveal that structured delayed optical feedback anticipated in the simulations, indeed, allows for the stabilization of the BALs originally temporally and spatially chaotic states by inducing a coherent phase-coupling between the optical filaments. The filament-coupling by SDOF which results in a narrow single-lobe farfield is experimentally maintained up to pump currents of $2.25 I_{th}$.

5 Acknowledgements

The authors would like to thank C. Simmendinger and O. Hess for very fruitful discussions concerning the dynamical processes present in BALs.